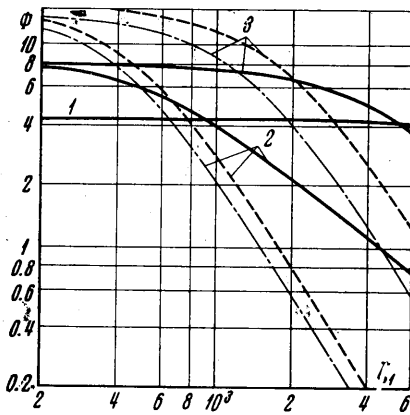


При любой величине q имеется полоса частот, внутри которой спектральный уровень второй волны сжатия превышает спектральный уровень ударной волны, поскольку импульс второй волны сжатия больше импульса ударной волны. Расчеты



Фиг. 4

по формулам (5.3) и (5.6) и данным табл. 2 показывают, что при взрыве тротила на глубине 15 м $S_2 > |S_1|$, если $\zeta_1 < 6000$ см/сек. Это означает, в частности, что на частоте $f = 30$ гц $S_2 > |S_1|$, если $Q < 94000$ ккал. Как известно, для устранения сейсмических волн, обусловленных второй волной сжатия, взрывы зарядов тротила весом менее 100 кг производятся на такой глубине, чтобы газовый пузырь прорвался в атмосферу в конце первого расширения [8].

У газовых и пневмоизлучателей спектральный уровень второй волны сжатия превышает спектральный уровень ударной волны в менее широкой полосе частот при той же величине Q , чем у конденсированных ВВ. Согласно фиг. 4 $S_2 > |S_1|$ при $\zeta_1 < 660$ см/сек, если $q = 2.81$ ккал/см³ и при $\zeta_1 < 2000$ см/сек, если $q = 17.6$ ккал/см³. На частоте 30 гц $S_2 > |S_1|$, если Q меньше 125 ккал в первом случае и $Q = 3500$ ккал во втором.

Следует отметить, что согласно табл. 2 импульс третьей волны сжатия также превышает или близок по величине импульсу ударной волны, однако сравнение с экспериментальными данными для тротила показывает [8], что реальные значения I_3 , а следовательно, и S_3 , возможно, в полтора-два раза меньше расчетных из-за потери энергии на турбулентность потока воды вблизи полости при ее всплытии, теплопроводность и т. д.

Поступило 6 II 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Коул Р. Подводные взрывы. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
2. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л., «Судостроение», 1967.
3. Левковский Ю. Л. Поле давлений, вызванных замыканием кавитационной каверны. Акуст. ж., 1969, т. 15, вып. 2.
4. Перник А. Д. Проблемы кавитации. Л., «Судостроение», 1966.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
6. Weston D. E. Underwater explosions as acoustic sources. Proc. Phys. Soc. London, 1960, vol. 76, pt. 2, No. 4881.
7. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., Физматгиз, 1962.
8. Зверев С. М. Сейсмические исследования на море. М., Изд-во МГУ, 1964.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДРОБЛЕНИЯ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ ПРИ НИЗКИХ ЗНАЧЕНИЯХ ЧИСЕЛ РЕЙНОЛЬДСА

Ю. А. КОРСУНОВ, А. П. ТИШИН

(Москва)

Описываются некоторые результаты экспериментального исследования деформации и дробления капель жидкости при низких значениях чисел Рейнольдса при помощи специально сконструированной установки, в которой с целью понижения чисел Рейнольдса применялся поток гелия низкого давления. Значения критических чисел Вебера при статической деформации оказались равными 15–22, что неплохо согласуется с теоретическими исследованиями.

Процесс разрушения капель жидкости газовым потоком имеет большое значение в ряде областей науки и техники. Знание характеристик этого явления необходимо при решении некоторых важных задач, связанных с такими процессами, как распыление и сгорание струй жидкости, дробление частиц конденсата в соплах ракетных двигателей, течение в скрубберах Вентури и т. д.

Многочисленными исследованиями установлено, что устойчивость капель при обтекании газом в основном определяется отношением сил поверхностного натяжения и аэродинамических сил, или числом Вебера

$$W = \frac{\rho(U - U^0)^2 d}{\sigma}$$

где ρ и U — плотность и скорость газа, d и U^0 — диаметр и скорость капли, σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Значение числа Вебера, при котором происходит дробление, называют критическим. Методами теории подобия можно показать, что для капель сравнительно мало-вязких жидкостей критическое число Вебера W_* зависит от ряда дополнительных критериев, важнейшими из них являются критерии, характеризующие распределение сил давления и трения по поверхности капель — число Рейнольдса и число Маха

$$R = \frac{\rho(U - U^0)d}{\eta}, \quad M = \frac{U - U^0}{a}$$

Здесь a — скорость звука в газе, η — динамическая вязкость газа.

Известно большое количество теоретических и экспериментальных работ, в которых определяется число Вебера W_* . В этих работах подробно исследован вопрос о поведении капель при обтекании их потоком, близким к потенциальному, т. е. при числах Рейнольдса порядка 1000 и больше.

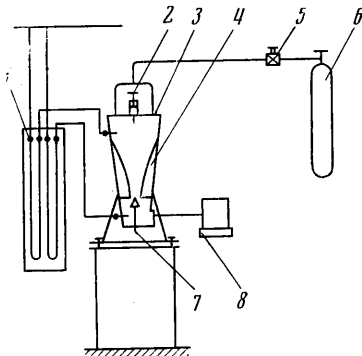
Кроме того, почти все исследования проведены с каплями, внезапно брошенными в поток газа, как это сделано, например, в [1]. Для некоторых технических приложений необходима информация о поведении капель при более низких числах Рейнольдса ($100 < R < 500$) в числах Маха $0.15 < M < 0.5$ и при постепенном нарастании аэродинамических сил, т. е. в случае статической деформации. Для теоретического определения деформации капли в потоке газа и критического числа W_* при низких числах Рейнольдса развита энергетическая теория Ишника [2], в которой учитывается воздействие на каплю сил давления и трения со стороны газа.

Предполагалось, что для дробления необходимо, чтобы капля приняла «критическую» форму, характеризующуюся тем, что передняя точка деформированной капли отстоит от своего первоначального положения на расстояние, равное радиусу сферической капли. Решение дифференциальных уравнений с использованием функций тока вязкого газа при обтекании сферы, полученных в работе [3], показывает следующее. При «статической» деформации, т. е. в том случае, когда время нарастания аэродинамических сил велико по сравнению с периодом собственных колебаний капли, и, следовательно, деформация капли в каждый момент времени определяется числом Вебера в этот момент, критическое число Вебера равно 17. Если же нагрузка приложена внезапно, т. е. имеет место предельно «нестатическая» деформация, то для капель малой вязкости критическое число Вебера в два раза меньше указанного.

Экспериментальное изучение процессов, происходящих с каплями при низких числах Рейнольдса, проводилось при помощи установки, которая позволяла достигать в момент дробления капли числа Вебера порядка 40 при числах Рейнольдса $150 \div 300$ и числах Маха $M \approx 0.15 - 0.3$. С этой целью в установке создавался поток гелия низкого давления. Для получения более высоких значений чисел Рейнольдса и Маха (соответственно до 700 и 0.6) в качестве газа использовался воздух.

Схема установки изображена на фиг. 1. Принцип ее работы заключается в следующем. В плоской вакуумной камере 3, снабженной прозрачными стеклами и соединенной трубопроводом с баллоном сжатого гелия 6, при помощи вакуумного насоса 8 создается поток гелия давлением 10—40 мм рт. ст. Давление регулируется редуктором 5 и измеряется жидкостными манометрами 1. Скорость потока в самом узком месте сопла, образованного стенными вкладышами 4, равна критической, которая для гелия составляет приблизительно 870 м/сек. Распределение скорости по соплу можно менять регулятором 7.

Для получения капель использовался медицинский шприц 2. При движении капля вдоль сопла значения числа W плавно нарастают за время порядка 0.1 сек от 0.5 до тех, при которых капля разрушается.



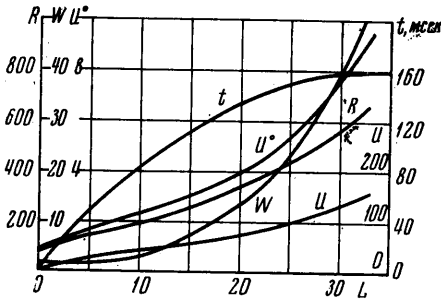
Фиг. 1

Период собственных колебаний капле, который можно подсчитать по формуле [2]

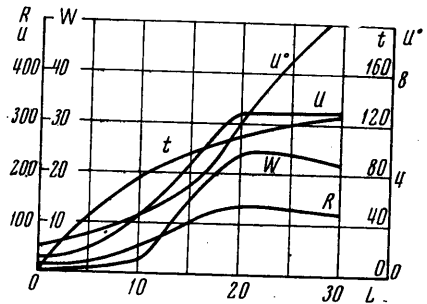
$$T = 0.25\pi \left(\frac{\sigma}{\rho^{\circ}d^3} - \frac{6.25\eta^{\circ 2}}{\rho^{\circ 2}d^4} \right)^{-1/2}$$

где η° и ρ° — вязкость и плотность жидкости, составляет примерно 0.012 сек. Эта величина существенно меньше времени нарастания аэродинамических сил, действующих на каплю ($\sim 0,1$ сек), что, как показано в [2], является условием статического характера деформации.

Изменения, происходящие с каплей, наблюдались визуально и фиксировались на кинолентку скоростной кинокамерой СКС-1.

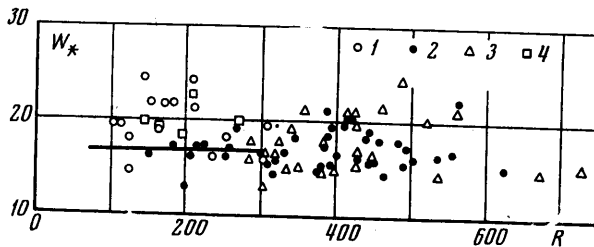


Фиг. 2



Фиг. 3

Исследования велись с двумя типами сопел — соплом с постоянным ускорением потока газа (сопло 1) и соплом с постоянной скоростью газа (сопло 2). Различия процессов, происходящих в этих соплах, заключалось в том, что в сопле 1 при движении капли числа Вебера все время нарастали, в то время как в сопле 2 после увеличения чисел W до максимальных капля некоторое время двигалась при приблизительно постоянных числах W . Оба сопла имели длину 350 мм, толщину 18 мм и переменную ширину от 130 до 15 мм. Эксперименты велись с каплями диаметром



Фиг. 4

1.9–2.1 мм и двумя жидкостями дибутилфталатом и трансформаторным маслом — в широком диапазоне изменения скорости и давления газа p (соответственно от 100 до 400 м/сек и 10–40 мм рт. ст.).

Методика проведения экспериментов с соплом 1 заключалась в следующем. При попадании капли жидкости в поток газа визуально фиксировалось место ее дробления. При наблюдении невооруженным глазом дробление представлялось в виде характерной «вспышки». Поскольку скорость падения капле по соплу, а также изменения чисел Рейнольдса и Вебера были заранее рассчитаны, то при помощи графиков можно было определить все необходимые параметры в месте дробления. Результаты одного из таких расчетов изображены на фиг. 2. На фигуре приведены зависимости величин U , U° (в м/сек), t (мсек), а также чисел R и W от L (в см). Расчет выполнен для следующих условий: газ — воздух, жидкость — дибутилфталат, $p = 25.2$ мм рт. ст., $d = 2.12$ мм.

Как следует из фигуры, ввиду того, что скорость капле при движении по соплу намного меньше скорости газа ($U^{\circ}/U \approx 0.03-0.05$), знание точного значения скорости капле необязательно для определения критического числа Вебера. Это существенно повышало точность и упрощало проведение эксперимента.

Методика проведения экспериментов в сопле с постоянной скоростью была несколько иная. В этом случае скорость и давление газа регулировалось таким образом, чтобы место дробления приходилось на конец сопла (на расстоянии 28–30 см от на-

чала сопла), т. е. чтобы на участке длиной 8—10 см число Вебера при движении капли было постоянно. Расчетные значения некоторых величин для этого случая приведены на фиг. 3. Расчет выполнен для движения капли дибутилфталата $d = 2$ мм в потоке гелия давлением $p = 20$ мм рт. ст.

Результаты экспериментов таковы.

В сопле 1 числа Вебера, при которых наступает дробление, в диапазоне чисел Рейнольдса от 300 до 700 почти не зависели от числа Рейнольдса и были равны 24—32.

В сопле 2 минимальные числа Рейнольдса в момент дробления капли находились в пределах 120—150, а максимальные — 600. Критические числа Вебера при дроблении капель в этом сопле 15—24. Разница в величинах критических значений чисел W , определенных в соплах 1 и 2, объясняется, видимо, следующим. При движении в сопле 1 капле, после того, как она попадает в зону сопла, где числа W достаточны для дробления, необходимо еще некоторое время, чтобы развился процесс разрушения. За это время капля смещается по потоку на 2—3 см и дробится в зоне, где числа W превышают критические.

В сопле 2 капля после достижения критического числа W деформируется при приблизительно постоянных числах W в течение времени, примерно равного периоду собственных колебаний, и таким образом «выбирается» запаздывание деформации. Полученные при этом значения W ближе к значениям, соответствующим статической деформации.

Результаты экспериментов в сопле 2 — зависимость критического числа W от числа R в месте дробления — приведены на фиг. 4, где сплошной линией обозначены результаты расчетов, а цифрами — следующие условия проведения экспериментов: 1 — гелий, дибутилфталат; 2 — гелий, масло; 3 — воздух, дибутилфталат; 4 — воздух, масло. Как и при проведении опытов в сопле 1, не обнаружено сильного изменения критерия W от числа R .

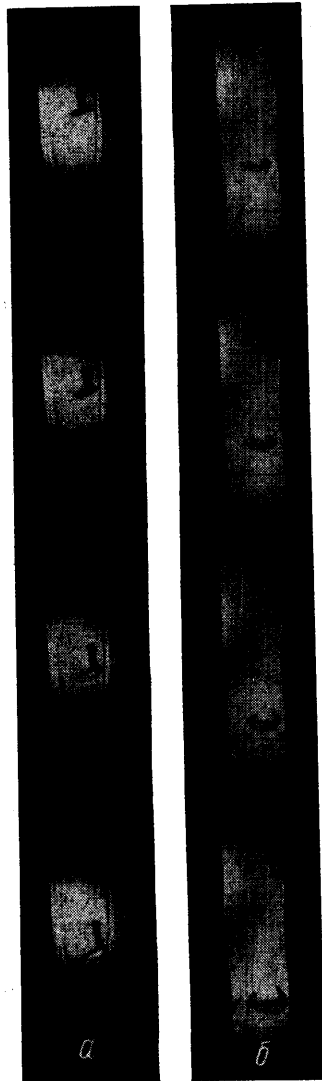
Киносъёмка дала следующую картину деформации капель (в сопле 1). Уже при значениях $W = 16$ капля значительно расплющена и ее диаметр в 1.4—1.5 раз превышает начальный. При числах $W = 20$ —22 капля становится более плоской и похожей на диск.

При дальнейшем развитии процесса разрушения тыльная часть капли становится похожей на цилиндр, конец которого в дальнейшем распыляется (фиг. 5, а). Интересно отметить, что капля деформируется аналогичным образом и при высоких значениях R . Об этом сообщается в работе [5]. Вероятно, капля разрушается, проходя через описанные стадии, в том случае, если в процессе разрушения числа W увеличиваются.

В сопле 1 при дроблении имеет место деформация, которая наблюдалась рядом исследователей, — капля в заключительной стадии процесса разрушения приобретает куполообразную форму, причем большая часть ее массы сосредотачивается в утолщенной кромке купола и лишь весьма незначительная часть — в тонкой жидкой пленке, находящейся с подветренной стороны (фиг. 5, б). Видимо, такой вид деформации имеет место, если разрушение капли происходит при уменьшающихся числах Вебера. Итоги экспериментов можно резюмировать следующим образом.

При статическом протекании деформации в диапазоне чисел $R = 120$ —700 не обнаружено заметного изменения в значениях W_* , которые оказались равными 15—22.

Форма разрушающейся капли и характер разрушения существенно зависят от того, происходит ли это явление при уменьшающихся или увеличивающихся числах W .



Фиг. 5

ЛИТЕРАТУРА

1. Вольтский М. С. Изучение дробления капель в газовом потоке, Докл. АН СССР, 1949, т. 68, № 2, стр. 237.
2. Isshiku N. Theoretical and experimental study of atomization of liquid drop at high speed gasstream. Rept. Trans. Techn. Res. Just., 1959, No. 35.
3. Hamilec A. E., Johnson A. J. Viscous flow around fluid spheres at intermediate Reynolds number (I). Canadian J. Chem. Engng, 1962, vol. 40, No. 2.
4. Югай Ф. С., Волгин Б. П. Качественная картина движения жидкости в ускоряющемся газовом потоке. Инж.-физ. ж., 1965., т. 9, № 6, стр. 703.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ ПРИ СИНУСОИДАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЯХ ДИСКА

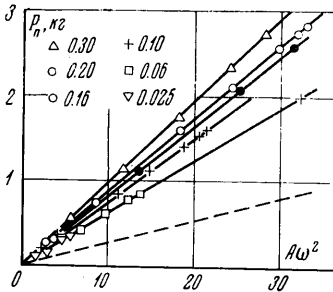
Ю. Н. САВЧЕНКО

(Киев)

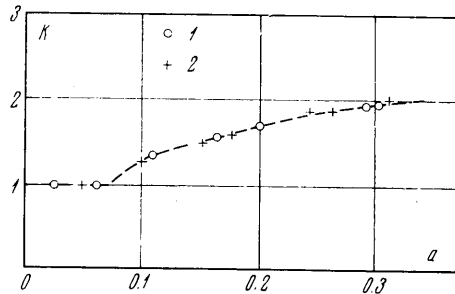
Известно, что при колебаниях тела в воде с малой амплитудой силы, действующие на тело, удовлетворительно выражаются формулой [1]

$$P_n = h''(m_0 + m^*) \quad (1)$$

Здесь h'' — ускорение, m^* — присоединенная масса, m_0 — масса тела. Соотношение (1) лежит в основе определения присоединенных масс по методу высокочас-



Фиг. 1



Фиг. 2

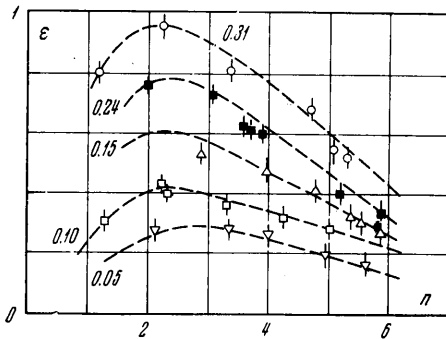
тотных малых колебаний [1, 2]. Однако предел применимости этого метода неизвестен. В частном случае колебания диска

для определения этого предела изучалось изменение силы в зависимости от амплитуды и частоты колебаний.

В экспериментальной установке, смонтированной в гидротомке, сообщались возвратно-поступательные синусоидальные колебания погруженному в неподвижную жидкость ножу с диском диаметра $d = 102$ мм на конце. Тензодатчики на ноже регистрировали нормальную к плоскости диска силу P_n .

Перемещение ножа в вертикальном направлении $h = A \sin \omega t$ регистрировалось при помощи реостатного датчика на фотобумаге шлейфового осциллографа одновременно с сигналом мгновенной силы P_n .

Результаты измерения амплитуды силы P_n представлены на графике фиг. 1, где для ряда значений амплитуды $a = A/d$ построена зависимость силы $P_n = f(A\omega^2)$; каждой фиксированной амплитуды a с изменением частоты ω амплитуда силы P_n линейно зависит от амплитуды ускорения $A\omega^2$. Это обстоятельство, по-видимому, сви-



Фиг. 3

звездочкой отмечено теоретическое значение при $m^* = \frac{8}{3}\rho R^3$. Заметим, что для каждой фиксированной амплитуды a с изменением частоты ω амплитуда силы P_n линейно зависит от амплитуды ускорения $A\omega^2$. Это обстоятельство, по-видимому, сви-